Y 775933

四川大學

硕 士 学 位 论 文

题　目　中子星的磁场研究

作　者　王庆武　完成日期　2005 年 4 月　日

培 养 单 位　物理科学与工程技术学院

指 导 教 师　吕晓夫教授　吴小华教授

专　　　业　理论物理

研 究 方 向　粒子物理

授予学位日期　年　月　日

Y 775933

摘要

中子星是超新星爆发的产物。中子星的模型最早建立于1939年，但直到1967年才发现了一颗真正的中子星。中子星体积小，质量大，因此属于致密星的一种。中子星的这些特性使得研究中子星非常困难。首先，体积小，距地远，很不便于直接观测。虽然理论发现已60多年，天文观测发现也近40年，我们对于中子星的结构性质还知之甚少。我们甚至对中子星是否是真正由中子构成都没有形成一个统一的看法。其次，中子星密度高，还观测到很强的磁场强度，也使得现有的理论显得脆弱。高密强磁下，非相对论方法不再适用，必须采用相对论性多体的量子场论方法。而对于超高密物质，即高于核物质密度，我们还无任何实验数据。正是由于问题的复杂性，我们要作很多近似。在本文中，我们将采用相对论平均场近似方法研究中子星的磁场分布情况。

相对论平均场近似方法提出于上世纪70年代，经过30年的发展，相对论场论方法逐渐形成为一套能比较完善地处理无限大物质与有限核多体系统的有效理论。它被广泛用于原子核结构，核天体物理，放射性核束物理等各个领域。

用相对论平均场近似方法研究中子星的磁场，会遇到一个问题，那就是作为磁量子的光子具有零质量。于是很多作者，要么忽略磁场的存在，要么把光子当作简单的介子处理，又或者是把磁场当作外场。近来有研究表明，在高密核物质内部，由于电荷$U(1)$定域规范对称性的自发破缺，通过Higgs机制，光子可以获得有效质量，其大小直接与核物质密度相关。利用此结果，我们计算了中子星磁场随密度的分布。

结果表明，核密度越高，质子电子所占比重越大，磁场也越强，这与我们的直观相一致：在中子星表面，磁场变化较快，在内核，磁场变化缓慢，这与中子星的密度分布相一致。而且我们得到的磁场符合天文观测。

关键词：

中子星　磁场　相对论平均场　光子有效质量 Beta-平衡

Abstract

A real neutron star model had been established in 1939, and its discovery was until 1967. The neutron star has a small radius about 10km, and its mass is about one unit mass of sun. These make the so compact, and have made our research so hard. For one thing, it isn't easy to be observed for a star which is little and far from earth. After the discovery 40 years passed, we still know little about its structure or composition. Some presume the neutron star must have hyperon and π condensate in its core, while some others consider that there is no "neutron star", but a "quark star". For another, the neutron star has a density high above in nuclei, and we have no experiment in such a density, so the relativistic quantum field theory of many bodies needs to be considered.

For the complexities of this problem and its difficulties in mathematical computations, some approximations are needed. The systematic method is called the relativistic mean field approximation (RMA). The main idea of the RMA is: the attraction and repulsion between nuclei are via the exchanges of mesons; the meson fields can be substituted by their expectation values under ground state while compute. The RMA theory had been proposed in 70 of last century. Via 30 years' development, this method has become a relatively completed theory, and it has being used in many fields, such as in nuclear physics and celestial physics. In this paper, we will use it to compute the magnetic fields in neutron star.

Large magnetic fields $B = 10^{12} \sim 10^{14} G$ have been associated with the surfaces of neutron stars, while the interior field could be as high as $\sim 10^{18} G$. Such a strange property has attracted the scientists' attentions. However, because the structure and composition of this compact star still are unclear, the studies are so difficult. Besides, using the effective Lagrangian method, we meet another problem: photon is massless, and its effect may be canceled by the RMA. For this reason, some authors had to take magnetic field as external.

A resent discover has showed that: in matter of high density, the $U(1)$ local gauge symmetry of electric charge is spontaneously broken, and consequently, the photon

gains an effective mass through the Higgs mechanism. In this paper, we will take advantage of the result to discover the relations between magnetic field and density of neutron star. And in the end we will show you that with the increasing of density of density, the fraction of proton is increasing and the magnetic field is stronger. The variations of magnetic field in star are compatible with the variations of density. We also give a right order of magnitude of the field.

Keywords:

neutron star, magnetic field, photon effective mass
Beta-equilibrium, relativistic mean field approximation

图表目录

表 2.1 致密星的特征比较 --------------------8
表 2.2 恒星演化终态和质量关系 --------------------8
表 2.3 中子星的性质参量 --------------------8
图 2.1 中子星的结构图示 --------------------9
图 2.2 旋转的中子星 --------------------10
图 4.1 核子费米气体内光子自能费曼图 --------------------16
图 5.1 质子电子所占比重随中子星密度变化图 --------------------29
图 5.2 中子星磁场分布图 --------------------29
图 5.3 中子星表面磁场 --------------------30

第一章　引言

中子星与白矮星、黑洞是恒星演化最后的三类产物[1]。他们不再燃烧核燃料，从而不能靠产生热压力来支持自身的引力塌缩，与相同质量的正常星相比，其半径小的多，表面引力很强，他们统称为致密星。最早被天文观测发现的是白矮星，它是在天文学家还没能理解它的构成以及辐射原因下，凭经验发现的。1930 年，Chandrasekhar 就提出了白矮星模型。中子星的发现就比较晚了，而且天文学家比理论学家“发现”晚了将近 30 年：

1932 年，Chadwick 发现中子；

同年 Landau 预言了中子星（见卢瑟福回忆录）；

1934 年，Baade 和 Zwicky 正式提出了中子星概念，并作了天才预言：

恒星死亡->超新星爆发->中子星；

1939 年，Oppenheimer 和 Volkoff 建立了一个物质完全由高密度无相互作用的理想中子气体组成的中子星模型；[2]

1967 年，J.Bell 意外的发现射电脉冲星；[3]

1968 年，Gold 指出：脉冲星就是高速旋转的中子星。[4]

天文观测的推迟，理由很简单，中子星半径很小，约 10km，即使把它放在距地球最近的恒星处（10 l.y）用最大的望远镜也无法识别它。可以设想，如果中子星表面温度与太阳一样，那么其绝对星等约为30^m*，视星等将弱到27^m，而目前最大的望远镜极限星等是23^m，而且实际确认的中子星离我们至少几十光年，因此用光学方法发现中子星的努力是注定要失败的。第一颗脉冲星被发现后，紧接着第二年，即 1968 年秋，几乎同时发现了蟹状星云和船帆座中的脉冲星。由于它们都是超新星遗迹，从而为超新星爆发产生中子星提供了证据。今天，已被人们检测出来的脉冲星大约有 1000 颗，据估计在我们的银河系里大约有一亿颗脉冲星。

脉冲星的发现，被誉为 20 世纪 60 年代天文学四大发现之一（另三项为：星际分子，类星体，微波背景辐射），并于 1974 年获得诺贝尔物理奖。目前对

---

*绝对星等定义为位于 10pc 处天体的视星等。看到天体越亮，视星等越小，它与天体本身的照度以及与观测者的距离有关。太阳视星等为-26.74。

脉冲星的辐射机制研究很多，已提出了很多理论模型，但没有一种理论被人们完全满意的接受。脉冲星（中子星）表面磁场很强，大多数分布在$10^{8} \sim 10^{10}T$，[5][6]而最近发现的一些软γ辐射星，它们被确认为新诞生的中子星，表面磁场高达$10^{11}T$。如此高密度，高磁场，中子星的组成物质将是相对论性的。中子星的研究，不但具有很重要的宇宙学意义外，中子星的观测特性（最大质量，半径以及转动惯量）也成为检验致密物质理论的最好判据。近年来，很多理论物理学工作者加入到了这一领域，以从唯象 Lagrange 量出发研究中子星的性质比较流行，从它可以建立起中子星的物态方程，联立 Oppenheimer-Volkoff 方程，可以计算中子星的质量半径等可观测性质。由于中子星的观测数据很少，在为理论的建立提供了很大的自由空间的同时，却增加了理论描述实际的难度。于是，在很多中子星模型中，磁场的存在是一个往往被忽略的问题。然而，中子星的磁场是如此的强，（地磁场为$\sim 10^{-5}T$）是不容忽略的。为了研究中子星内核物质强磁场下的性质，一些作者引入了外磁场[7]。理论研究表明，磁场强度越强，核子有效质量下降越厉害。强磁场下，中子星内的质子，电子和中子（关于中子星构成详见第二章）将强烈的激化，核物质间将产生附加的结合能；随磁场的增强，质子所占比重将大幅度增加，核子的反常磁矩效应不可忽略；强磁场下，中子星的半径将比不考虑磁场有所缩短，因此中子星将变得更加“致密”。不过这些是假定磁场作为外场研究的结果，其作为外场的磁场有很大的自由性，独立于中子星，与中子星的物质结构无关。我们认为，中子星的磁场自然应由中子星自身产生，物质的构成和磁场的性质是相辅相成的，相互作用而达到一个平衡。因此忽略这种相互关系，定量的结果是值得怀疑的，定性的分析也不会很可靠。

对中子星磁场的计算，除了利用天文观测数据的推算外（见第二章），有人从铁磁体模型出发计算过，不过只给出了表面磁场极值为$\sim 10^{8}T$的结果[8][9]。然而若一定要从有效拉式量出发利用相对论平均场理论来研究，且不把磁场作为外场，将遇到的一个困难就是：作为磁场的场量子，光子是没有质量的。很多作者注意到这一点，然而处理时要么放弃，要么只有和介子一样对待。近来有研究表明，电荷的$U(1)$定域规范对称性发生自发破缺，核子费米气体内光子可获得质量，它与核子的标量密度有关[10]。正是基于这一结果，我们计算了中子星的磁场随密度的变化关系。

近年来，出现了中子星的超导模型。中子星的密度特别高，中子之间的距离接近 1fm 时，中子之间就会产生很强的核相互作用（吸引力）。由于这种核力作用，使得费米能级附近的动量大小相等，方向相反的中子稳定地相互配对的结合在一起，形成 Cooper 对。自旋为 1/2 的两个中子组成的 Cooper 对有两种情况，一种为 1S0，总自旋为 0，无磁矩；另一种为 3P2，总自旋为 1，磁矩为中子反常磁矩的两倍。电子，质子也可能形成 Cooper 对。中子的超导模型，可以和好的解释中子星自传变慢以及中微子辐射等现象。[11][12][13]

我们的模型和很多中子星模型一样，没有考虑中子星的温度。而实际的中子星，表面温度可达 1000 万 K，中心温度可达 60 亿 K，即便最近通过“钱德拉”X 射线望远镜发现的一颗被称为“冰窖”的中子星 3C58，表面温度也达 100 万 K。

虽然，对脉冲星是否就是中子星还存在一些不同观点，有人认为射电脉冲星与黑洞有关。但在我们的理论中，仍采用主流看法，即认为脉冲星就是旋转的中子星。另外，在极端条件（高温高密）下，多体关联效应可能是不可忽略的，但考虑到我们并非精确求解，而且用的数据也并非真正来自中子星，或者与中子星环境相当的条件下的试验数据（目前所有的中子星模型都存在这一问题），我们将采用推广的包含非线性相互作用相的 Walecka 模型。我们没能计算中子星的半径质量，若有时间，证明其在观测许可范围内，将会使我们的模型更具有说服力。接下来，我们将在第二章对中子星的性质作一概述，在第三章将简单介绍平均场理论，在第四章我们给出光子有效质量的证明，第五章将具体研究 T=0 时的中子星的磁场。最后是结论，附录以及致谢。

第二章　中子星性质简介

1. 中子星的形成和结构

一般认为，当质量大于 $8M_{\odot}$的恒星内部的热核反应使恒星核心的元素大部分变成 Fe-56，从而形成一个不再放出能量的铁核时，就不能再支持巨大的引力而被压缩，致使铁核元素蜕变成质子、中子、电子，电子和质子又可以结合成中子，同时迸发出巨大的中微子流。这时，远离恒星核心的物质在引力作用下坍塌，撞击到恒星核心的表面并向四面八方反弹开去，从而发生超新星爆发，留下的核心残骸通常会形成中子星或黑洞[14][15]。如果超新星爆发的结果是形成中子星，经过一定时间后，释放的中微子和光子带走大部分能量[16]，中子星的核心温度会降至 1MeV 以下，用核多体理论求解状态方程时，可近似认为温度为零。

中子星的结构大致可分为几个区域：最外层的壳，中间的幔层，以及内核。然而，关于中子星的内部结构，尤其是中子星核心的物质组成，至今仍然是众说纷纭。有人认为，在中子星接近核心部分，物质密度高达$10^{15}g/cm^3$,奇异物质将是物质的基态。根据这一假设，强相互作用的真正的绝对基态是由顶夸克，底夸克和奇异夸克近似以等比例混合组成的退禁闭态[17]。于是所谓的中子星，应该是完完全全的“夸克星”。[18][19][20]也有人认为其核心存在着π 凝聚或是K^-凝聚[21][22]。所有这些假说的目的都是为了降低中子星内部核心物质的压缩系数，从而得到与实际观测值相近的中子星的最大质量极限和半径等性质。中子星的结构性质见本章附录。

由天文观测很难确定中子星内部核物质的成分[23]，但是很多研究表明，中子星内重子数守恒，整体呈电中性，并且组成中子星物质的各成分由β衰变实现平衡[24]。中子星靠引力束缚在一起，而电荷间的静电排斥力远远强于其间的万有引力。所以，中子星内部的静电荷总量必然很小，由

$$\frac{G(Am)}{R}\geq\frac{Ze^2}{R} \qquad (2.1.1)$$

可知

$$\frac{Z}{A} \le \frac{Gm^2}{e^2} \sim \begin{cases} 10^{-36}, & p \\ 10^{-39}, & e \end{cases} \tag{2.1.2}$$

从而可以近似认为中子星内部核心物质，包括所有的重子和轻子，电荷平均密度为零。即：

$$\rho_Q = \sum_B Q_B \rho_v(B) + \sum_\lambda Q_\lambda \rho_v(\lambda) = 0 \tag{2.1.3}$$

中子星内重子数守恒，表示为；

$$A = \int_V dV \left(\sum_B \rho_v(B)(\vec{x}) \right) = \int_V dV \rho_B(\vec{x}). \tag{2.1.4}$$

然而，中子星内所含的重子数并没有确切的观测值，也就是说，重子数 A 是个未知数。在用平均场理论计算中子星物质的状态方程中，上式所提供的唯一约束条件是中子星内部各处的重子数密度等于各重子数密度之和：

$$\rho_B = \sum_B \rho_v(B) \tag{2.1.5}$$

组成中子星的各种重子之间由弱衰变而最终实现化学平衡。每种粒子（包括重子和轻子）的化学势与中子电子的化学势之间有如下关系：

$$\mu_b = q_b \mu_n - q_e \mu_e \tag{2.1.6}$$

其中和分别是相应粒子的重子荷与电荷，和表示中子星物质内的中子化学势和电子化学势。

2. 中子星的磁场

脉冲星被认证为中子星对大多数天体物理学家来说不是立刻弄明确的。1968 年，Gold 首先指出观测到的脉冲星事实上就是快速旋转的中子星，表面磁场约为10^8T。他指出这种天体可以说明脉冲星的很多观测特性，诸如脉冲周期的稳定性：当脉冲星慢慢失去它的旋转能时，其周期可能有少量的增长。后来果然发现了蟹状星云脉冲星旋转变慢。他于 1969 年又认证了脉冲星能量的损失与蟹状星云的能量大致相等。这些成功的解释，连同其他可能性的失败，这才导致脉冲星的中子星模型被普遍接受。

脉冲星的周期有以下 3 个观测事实：

1. 脉冲星的周期范围是$1.6ms \sim 4.3s$；
2. 脉冲星的周期总是缓慢的增加，除了 Glitch 现象使脉冲星周期突变，从不降低；
3. 脉冲星是非常好的钟，某些脉冲星的周期已检测有效数字为 13 位。

由第一点可知，1.6ms 对应于光传输范围仅 500km，这便确定了发射源的大小上限。又由脉冲星是如此准的好钟可知，发射源必须与总体源耦联在一起，因此它只可能是致密天体：白矮星、中子星或黑洞。

首先考虑白矮星模型。它有三种可能性表现为好钟的机制：旋转，脉动和双星系统。对于旋转白矮星最短的周期由它的临界破碎速度所决定：

$$\Omega^2 R \sim \frac{GM}{R^2} \qquad (2.2.1)$$

其中，Ω为辐射频率。

上式可用星体密度改写为： $\Omega^2 \sim G\rho$ （2.2.2）

若用最大密度$\rho \sim 10^{11} kg \cdot m^{-3}$，那么得出周期 P：

$$p = \frac{2\pi}{\Omega} > 1s \qquad (2.2.3)$$

这一结果排出了旋转白矮星模型。至于白矮星的脉动也不行。因为任何小的扰动都可能破坏振动周期的形状，同时在振动系统中能量损失导致周期变短。对于双星系统，（2.2.1）式中 R 应由轨道半径 r 代入，而$r > R$，周期将更长。

对于黑洞来说，它无周期性辐射，因此只能由自旋的中子星作为脉冲星的模型。

脉冲星是由旋转提供能源的中子星，考察一下射电辐射最普遍的性质，它基本上可用灯塔效应来解释（图 2.2）。这种类比是很准确的。从一个与自转中子星紧密结合在一起的亮斑发出的辐射束在空中扫出一个巨大的锥形，当辐射束扫过观测者时，就能记录到射电脉冲。从这里我们也可以看到，地球上能接收到辐射的几率实际上是很小的。至于它怎么能发射电波，这并不是一个容易回答的问题，不过可以肯定它与中子星的磁场有关。中子星的表面磁场是很难直接观测到的，不过，我们仍可以通过其它可观测量计算出来[25][26]。

中子星表面的磁场可由下式表示出来：

$$B = 3Ic^3 p\dot{p} / 8\pi^2 R^6 \qquad (2.2.4)$$

其中 p 为脉冲周期，$\dot{p}$ 为其对时间的一次导数，都是实测量，且具有很高的精度。转动惯量 I 可用质量和半径 R 表示为：

$$I = \frac{2}{5}MR^2$$

这里我们假定了中子星内部的密度几乎是均匀的。

另外，从脉冲星的年龄 t 和它的辐射频率也可以计算中子星的磁场：

$$t \sim \frac{3I}{B_p^2 R^6 \sin^2 \alpha \Omega^2} \qquad (2.2.5)$$

此公式由中子星的磁偶极模型假定推出，它强调中子星的辐射由旋转的中子星的动能加以驱动。其中的α表示为中子星旋转磁偶极矩和旋转轴的夹角。对于蟹状星云脉冲星，由此公式推出的 B_p：

$$B_p = 5.2\times 10^8 T \quad (取\sin\alpha=1)$$

对于大部分脉冲星由理论推出的表面磁场与这个在同一量级。

另外通过已观测到的 X 射线脉冲双星(一为中子星，一为普通星或中子星，不过后者几率很小）也可以推出中子星表面的磁场强度：

B～(4-6)×10^8T (Herx-1);

B～2×10^8T (4U0115-63)。

脉冲星的磁场可能是脉冲星形成时产生的，自然要问，该磁场是否衰减？脉冲星的磁场是比较稳定的，其衰减的时间若粗略表示为：

$$t_d \sim \frac{\sigma L^2}{c^2} \qquad (2.2.6)$$

其中 L 是特征长度，σ是电导率，仅由量纲分析得到

$$\sigma \sim \frac{m_e c^3}{e^2} \sim 10^{23}/s \qquad (2.2.7)$$

用此σ值，并令 L=R，对蟹状星云脉冲星可以估计出t_d~$10^6 a$，此值远大于它的年龄 945a。（1a 即 1 年）。

附录

表 2.1 致密星的特征比较

天体	质量(M)	半径(R)	平均密度($10^3 \cdot kg \cdot m^{-3}$)
太阳	$M_\odot$	$R_\odot$	1
白矮星	$\leq M_\odot$	$10^{-2} R_\odot$(5000km)	$\leq 10^7$
中子星	~1~3$M_\odot$	$10^{-5} R_\odot$ (10km)	$\leq 10^{15}$
黑洞	任意值	$2GM/c^2$	$\propto M/R^3$

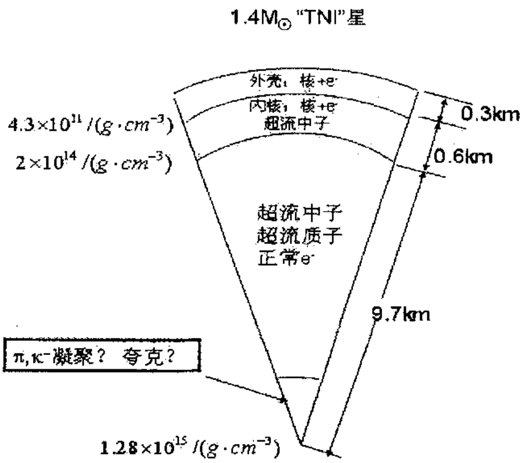
表 2.2 恒星演化终态和质量关系

质量范围	恒星结局
$\leq M_\odot$	长寿命的黑矮星
$1 \leq M/M_\odot \leq (3\sim6)$	白矮星+行星状星云，质量损失
$(3\sim6) \leq M/M_\odot \leq (5\sim8)$	(a) $^{12}C+^{12}C$ 简并碳点火，爆燃或爆轰
	(b) 麦冬促进质量损失演化为白矮星
$(5\sim8) \leq M/M_\odot \leq (60\sim100)$	核心塌缩+超新星→中子星或黑洞

表 2.3 中子星的参量

物理量	密度ρ/($kg \cdot m^{-3}$)	压强 P/Pa	质量/$M_\odot$	半径 R/km
量级估计	1.2×10^{18}	3.4×10^{35}	1.4	10
物理量	表面磁场 G	表面温度 K	自转周期 s	大气厚度 cm
量级估计	10^{12}~10^{14}	10^5	1.5m~8	10

图 2.1 中子星结构图


1.4M⊙ "TNI"星
外壳，核+e⁻
内核，核+e⁻
超流中子
4.3×10¹¹ /(g·cm⁻³)
2×10¹⁴ /(g·cm⁻³)
0.3km
0.6km
超流中子
超流质子
正常e⁻
9.7km
π,κ⁻凝聚？ 夸克？
1.28×10¹⁵ /(g·cm⁻³)

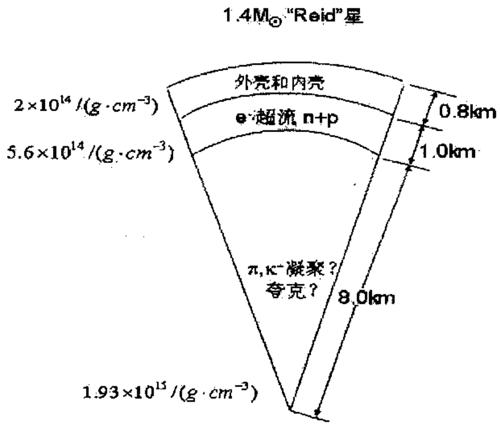
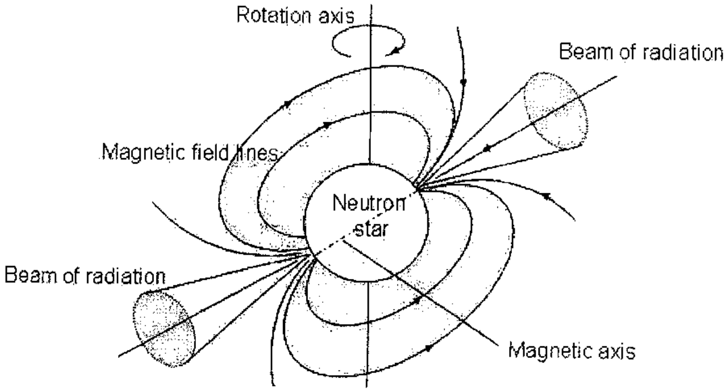

1.4M⊙ "Reid"星
外壳和内壳
2×10¹⁴ /(g·cm⁻³)
e⁻超流 n+p
0.8km
5.6×10¹⁴ /(g·cm⁻³)
1.0km
π,κ⁻凝聚？
夸克？
8.0km
1.93×10¹⁵ /(g·cm⁻³)

图 2.2　旋转的中子星


Rotation axis
Beam of radiation
Magnetic field lines
Neutron star
Beam of radiation
Magnetic axis

第三章 相对论平均场近似方法

1.方法的建立

建立在量子力学基础上的传统和结构理论通常在已知核力的二体相互作用势的基础上求解核多体系统。所有的核子都被看作低速运动的非相对论粒子。尽管非相对论结构的研究已经建立了相对完善的理论体系，然而非相对论核多体理论的计算却无法给出与核物质的饱和性质相符合的结果。为此，在非相对论核多体理论的计算中人们不得不求助于三体力的引入。显然，原子核并不像人们起初设想的那样是由非相对论质子和中子靠相互作用凝聚在一起的简单复合体。中高能实验也进一步揭示了除核子外，原子核内还存在介子等非核子自由度。[27][28][29]

上世纪建立的现代量子场论方法在粒子物理领域取得巨大的成功，于是人们考虑能否把量子场论的方法用于核物理的研究。1935 年，汤川秀树受量子电动力学中电磁力通过电荷间交换光子来实现的启发，提出了核力的介子交换理论。该理论指出核子间的相互作用力由核子间交换介子来实现，并预言了π介子的质量。现在我们知道，在核力模型中，单π介子交换势成功描述了核子之间的远程相互作用。在核多体问题的势场研究中，必须考虑介子的作用。

在高密度条件下，非相对论性势的概念不再适用，故应采用相对论性多体的量子场论方法。20 世纪 50 年代，Schiff 和 Teller 等分别提出了以重子和介子为基础的核多体系统的相对论理论，用于解释中能散射问题和原子核的饱和性质。这一建立在相对论量子场论基础上的方法当时并未引起人们的太多注意。70 年代，Walecka 等人用包含σ标量介子和ω矢量介子线形耦合的，具有相对论协变性质的拉格朗日密度，来描述和多体系统，并以介子场在核物质基态中的期待值代替核物质中的介子场算符，从而创立了相对论平均场理论。平均场近似方法在传统核物质理论中经常用到，然而 Walecka 的平均场近似以相对论量子场论为基础，保留了一些核体系与相对论有关的性质，如负能解。Walecka

的相对论平均场近似理论大大简化了对核多体系统得场论运算，在用量子场论解决核多体问题的道路上迈出了重要的一步。[30][31]

自相对论平均场理论提出以来，Walecka 及其领导的研究小组考虑了核物质内同位旋对称性，引入ρ介子场，并将该理论应用于有限核的研究，逐步形成一套完整的处理和多体系统的有效理论。由相对论平均场理论可以直接得到核子在原子核内的自旋轨道耦合项，而在非相对论核多体理论中自旋轨道耦合项是人为引入的。由相对论平均场理论得到的原子核内标量势和矢量势远远大于核子在原子核的势阱深度，成功地描述了核子原子核的散射，而这么强的标量势和矢量势用非相对论核多体理论是很难得到的。这表明，即使在低能条件下，原子核内的相对论效应也是不可忽略的。

2. 对称均匀核物质的平均场近似

Walecka 最初假定核子之间通过交换标量介子，实现核子间的中程吸引力，通过矢量介子提供核子间的排斥力，从而核物质有可能形成一个稳定的系统。然而，由已有的核物理实验数据及核结构知识，可以确定核物质的压缩系数在 200MeV 至 300MeV，Walecka 模型计算得到的核物质压缩系数约为 550MeV。另外，计算有限核表面性质与原子核的形变性质时也发生了不小的偏差[32]。1977 年，Boguta 和 Bodmer 以σ场的非相性耦合项[33]：

$$U(\sigma)=(\tfrac{1}{2}m_\sigma^2\sigma^2+\tfrac{1}{3}g_2\sigma^3+\tfrac{1}{4}g_3\sigma^4) \qquad (3.2.1)$$

代替拉格朗日密度中的σ场质量项$\frac{1}{2}m_\sigma^2\sigma^2$，从而得到正确的核物质压缩系数和原子核表面性质。非线性项的引入增加了两个可调参数g_2,g_3，引入σ场非线性项，使模型能描述饱和点附近一定密度区域内核物质状态方程，实际上相当于引入σ场的非线性密度相关相。完整的拉氏密度写为：

$$L=\bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu-M_N)\psi+\tfrac{1}{2}\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma-U(\sigma)$$

$$-\tfrac{1}{4}\omega_{\mu\nu}\omega^{\mu\nu}+\tfrac{1}{2}m_\omega^2\omega_\mu\omega^\mu-g_\sigma\bar{\psi}\psi\sigma-g_\omega\bar{\psi}\gamma_\mu\psi\omega^\mu \qquad (3.2.2)$$

其中ψ为核子场算符；M_N为核子质量，m_σ和m_ω分别为标量介子和矢量介子的质量；g_σ和g_ω为核子的标量介子耦合常数和矢量介子耦合常数。

$$\omega_{\mu\nu}=\partial_\mu\omega_\nu-\partial_\nu\omega_\mu$$

由欧拉-拉格朗日方程：

$$\partial_\mu \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu \phi)} = \frac{\partial L}{\partial \phi}$$

可得到核子和介子的运动方程：

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - M_N)\psi = g_\sigma \psi \sigma + g_\omega \gamma_\mu \psi \omega^\mu ;$$

$$\partial^\mu \partial_\mu \sigma + m_\sigma^2 \sigma + g_2 \sigma^2 + g_3 \sigma^3 = -g_\sigma \bar{\psi}\psi ;$$

$$\frac{\partial \omega^{\mu\nu}}{\partial x_\nu} - m_\omega^2 \omega_\mu + g_\omega \bar{\psi}\gamma_\mu \psi = 0. \qquad (3.2.3)$$

对于任何核子系统，这一组含有协变微商的场方程都很难求解。采用平均场近似方法，则介子场算符可以用它们的基态期待值代替：

$$\omega_\mu \to <\omega_\mu> = \omega_0 ;$$

$$\sigma \to <\sigma> = \sigma_0 。 \qquad (3.2.4)$$

于是介子运动方程化为：

$$m_\sigma^2 \sigma_0 + g_2 \sigma_0^2 + g_3 \sigma_0^3 = -g_\sigma <\bar{\psi}\psi> ;$$

$$m_\omega^2 \omega_0 = g_\omega <\bar{\psi}\gamma_\mu \psi> 。 \qquad (3.2.5)$$

假定核子的有效质量为：

$$M_N^* = M_N + g_\sigma \sigma_0 \qquad (3.2.6)$$

代入介子方程则可自洽求解核子的有效质量。

对于质子中子数密度不相等的非对称性均匀核物质，还需要考虑同位旋的 $SU(2)$ 对称性破缺。

第四章　光子有效质量

在核物质中，由于质子带有正电荷，核子费米气体内电荷密度的基态期待值不为零，即$<\hat{\rho}_Q>\neq 0$，电荷的$U(1)$定域规范性自发破缺，导致 Higgs 场的产生。拉氏密度可写为：

$$L=\bar{\psi}_p(i\gamma_\mu D^\mu-m)\psi_p+\bar{\psi}_n(i\gamma_\mu\partial^\mu-m)\psi_n$$

$$-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}+L_H \tag{4.1}$$

其中：

$D^\mu=\partial^\mu+ieA^\mu$；

$L_H=(D^\mu\phi)^*(D^\mu\phi)-V(\phi^*\phi)$，为 Higgs 场的拉氏密度；

$$V(\phi^*\phi)=\lambda(\phi^*\phi-\phi_0^2)^2 \quad (\phi_0\neq 0)。 \tag{4.2}$$

拉氏密度 L 在局域规范变换下不变：

$A^\mu(x)\to A^\mu(x)+\partial^\mu\omega(x)$；

$\phi(x)\to e^{-ie\omega(x)}\phi(x)$；

$$\phi^*(x)\to e^{ie\omega(x)}\phi^*(x)。 \tag{4.3}$$

$\omega(x)$为一任意实函数，$\phi_0\neq 0$，局域规范对称性自发破缺。

显然，存在最低能解：

$A^\mu(x)=0$，

$$\phi(x)=\phi_0 e^{i\alpha_0}。 \tag{4.4}$$

在此解附近，我们假定存在实数解：

$$\phi(x)=\rho(x)。 \tag{4.5}$$

于是运动方程可以写为：

$$\frac{\partial F_{\mu\nu}}{\partial x_\nu}=2e^2\rho^2 A_\mu - e\bar{\psi}_p\gamma_\mu\psi_p,$$

$$(\partial^\mu+ieA^\mu)(\partial_\mu+ieA_\mu)\rho=2\lambda\rho(\phi_0^2-\rho^2)。\tag{4.6}$$

$$(i\gamma_\mu D^\mu-m)\psi_p=0,$$

$$(i\gamma_\mu\partial^\mu-m)\psi_n=0。$$

由于$\partial_\nu\partial_\mu F^{\mu\nu}=0$，$\rho(x)\neq 0$，我们有：

$$\partial_\mu A^\mu(x)=0\quad。$$

如果取：

$$\rho(x)=\phi_0+\eta(x),\tag{4.7}$$

并且让$\eta(x)$和$A^\mu(x)$为小量，方程(4.6)可以化为：

$$\frac{\partial F_{\mu\nu}}{\partial x_\nu}=2e^2{\phi_0}^2 A_\mu - e\bar{\psi}_p\gamma_\mu\psi_p,$$

$$(\partial^\mu\partial_\mu-4\lambda{\phi_0}^2)\eta=0.$$

从这两个方程可以看出，在固定规范中的场A^1,A^2,ϕ,ϕ^*，被替换为A^1,A^2,A^3,η。自旋为 1 的粒子具有$\sqrt{2}e\phi_0$的质量 ，自旋为 0 的粒子质量为$2\sqrt{\lambda}\phi_0$，因此可以说是光子获得了质量。下面我们用微扰论计算光子的质量。

考虑拉氏量：

$$L=\bar{\psi}_p(i\gamma_\mu D^\mu-m)\psi_p+\bar{\psi}_n(i\gamma_\mu\partial^\mu-m)\psi_n,\tag{4.8}$$

将核子费米气体内电磁相互作用视为微扰，则相互作用表象中微扰哈密顿量为：

$$H_I=e\bar{\psi}_p(x)\gamma^\mu\psi_p(x)A_\mu(x),$$

S 矩阵为：

$$S=S_0+S_1+S_2+\cdots,$$

其中

$$S_n=\frac{(-i)^n}{n!}\int d^4x_1\int d^4x_2\cdots\int d^4x_nT[H_I(x_1)H_I(x_2)\cdots H_I(x_n)] \tag{4.9}$$

在树图近似下，只需计算二级近似：

$$S_2=\frac{(-i)^2}{2!}\int d^4x_1\int d^4x_2T[H_I(x_1)H_I(x_2)].$$

质子场算符$\psi_p(x)$及其伴算符$\bar{\psi}_p(x)$可以在动量空间内展开为：

$$\psi_p(x)=\sum_{\lambda=1,2}\int\frac{d^3p}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}\sqrt{\frac{m}{E(p)}}A_{p,\lambda}U(p,\lambda)e^{-ip_\mu x^\mu},$$

$$\bar{\psi}_p(x)=\sum_{\lambda=1,2}\int\frac{d^3p}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}\sqrt{\frac{m}{E(p)}}A^+_{p,\lambda}\bar{U}(p,\lambda)e^{ip_\mu x^\mu}. \tag{4.10}$$

其中$E(p)=\sqrt{p^2+m^2}$。由于核子费米气体中不存在反核子，在等式（4.10）中只保留了正能部分。如果核子费米气体内光子的动量为 **k**，则光子的场算符可表示为：

$$A_\mu(k,x)=a(k,\delta)\varepsilon_\mu(k,\delta)e^{-ik\cdot x}+a^+(k,\delta)\varepsilon_\mu(k,\delta)e^{ik\cdot x} \tag{4.11}$$

其中δ表示光子的极化。有单费米圈图对光子自能的贡献$-e_0^2k^2C(k^2)$可以通过重整化过程消除，所以只需计算图 4.1 中所示费曼图对光子自能的贡献。

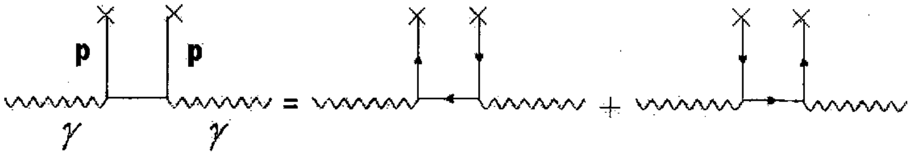


图 4.1　核子费米气体内光子自能费曼图

S_2的矩阵元为：

$$<k_2,\varepsilon_\mu(k_2,\delta_2)|S_2|k_1,\varepsilon_\mu(k_1,\delta_1)>=-ie^2(2\pi)^4\delta^4(p_1+k_1-p_2-k_2)$$

$$\times\varepsilon_\mu(k,\delta)\varepsilon_\nu(k,\delta)\sum_{\lambda=1,2}\int\frac{d^3p}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}[\frac{m}{E(p)}\theta(p_F-|p|)$$

$$\times\bar{U}(p,\lambda)(\gamma^{\nu}\frac{1}{\not{p}-\not{k}-m}\gamma^{\mu}+\gamma^{\mu}\frac{1}{\not{p}+\not{k}-m}\gamma^{\nu})U(p,\lambda)]$$

其中， $k_1=k_2=k, p_1=p_2=p, \theta(x)$ 是阶跃函数。

考虑图 1 所示情景，核子费米气体内的光子传播子 $G(k)$ 为：

$$G(k)=\frac{1}{(2\pi)^4}\frac{-ig_{\mu\nu}}{k^2+i\varepsilon}+\frac{1}{(2\pi)^4}\frac{-ig_{\mu\alpha}}{k^2+i\varepsilon}\sum_{\lambda=1,2}(-ie^2)(2\pi)^4\times$$

$$\int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\frac{m}{E(p)}\theta(p_F-|p|)\bar{U}(p,\lambda)(\gamma^{\beta}\frac{1}{\not{p}-\not{k}-m}\gamma^{\alpha}+$$

$$\gamma^{\alpha}\frac{1}{\not{p}+\not{k}-m}\gamma^{\beta})U(p,\lambda)\frac{1}{(2\pi)^4}\frac{-ig_{\beta\nu}}{k^2+i\varepsilon}$$

$$=\frac{-i}{(2\pi)^4}\frac{g_{\mu\nu}}{k^2+i\varepsilon}+\frac{-i}{(2\pi)^4}\frac{-e^2}{k^2+i\varepsilon}\times$$

$$\sum_{\lambda=1,2}\int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\frac{m}{E(p)}\theta(p_F-|p|)\bar{U}(p,\lambda)(\gamma^{\mu}\frac{1}{\not{p}-\not{k}-m}\gamma^{\nu}+$$

$$\gamma^{\nu}\frac{1}{\not{p}+\not{k}-m}\gamma^{\mu})U(p,\lambda)\frac{1}{k^2+i\varepsilon}. \quad (4.12)$$

由 Dyson 方程：

$$\frac{-ig_{\mu\nu}}{k^2-\mu^2+i\varepsilon}=\frac{-ig_{\mu\nu}}{k^2+i\varepsilon}+\frac{-i}{k^2+i\varepsilon}g_{\mu\nu}\mu^2\frac{1}{k^2+i\varepsilon}, \quad (4.13)$$

可得：

$$g_{\mu\nu}\mu^2=-e^2\sum_{\lambda=1,2}\int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\frac{m}{E(p)}\theta(p_F-|p|)\bar{U}(p,\lambda)\times$$

$$(\gamma_{\mu}\frac{1}{\not{p}-\not{k}-m}\gamma_{\nu}+\gamma_{\nu}\frac{1}{\not{p}+\not{k}-m}\gamma_{\nu})U(p,\lambda). \quad (4.14)$$

如果忽略核子之间的强相互作用，则核子的能动量满足关系式：

$$p^2-m^2\approx 0$$

对于在壳的实光子，光子自能为：

$$\mu^2 = \frac{e^2}{m}\int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\frac{m}{E(p)}\theta(p_F - |p|) = \frac{e^2\rho_s^p}{2m} \tag{4.15}$$

其中，$e^2 = 4\pi\alpha, \alpha = \frac{1}{137}$ 是精细结构常数，m 和 ρ_s^p 分别为质子的质量和标量密度：

$$\rho_s^p = 2\int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\frac{m}{(p^2+m^2)^{\frac{1}{2}}} \tag{4.16}$$

显然，

$$\mu = \sqrt{\frac{e^2\rho_s^p}{2m}} \tag{4.17}$$

是自旋为 1 的玻色子的质量，在核子费米气体中通过与光子的相互作用获得了有效质量。

第五章　零温下的中子星磁场

1. 中子星模型

我们将从 Walecka-I 模型出发，利用相对论平均场理论求解。由于中子星内存在的β平衡以及电中性性质，我们在还得加入电子，当然还有磁场项。考虑到中子星结构问题的复杂性，以及我们的目的并非精确求解，我们不再考虑其它强子，轻子，介子，奇异物质以及π,κ^-凝聚都不考虑，虽然在计算中子星的质量半径等性质方面它们也许是必须的。另外，我们假定中子星物质是均匀对称的，我们也不考虑中子星的温度。

我们的拉氏量写为：

$$
\begin{aligned}
L = & \bar{\psi}_N(i\gamma_\mu\partial^\mu - e\tfrac{1+\tau_0}{2}\gamma_\mu A^\mu - M_N + g_\sigma\sigma - g_\omega\gamma_\mu\omega^\mu)\psi_N \\
& +\bar{\psi}_e(i\gamma_\mu\partial^\mu - e\gamma_\mu A_\mu - m_e)\psi_e \\
& +\tfrac{1}{2}\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - (\tfrac{1}{2}m_\sigma^2\sigma^2 + \tfrac{1}{3}g_2\sigma^3 + \tfrac{1}{4}g_3\sigma^4) \\
& -\tfrac{1}{4}\omega_{\mu\nu}\omega^{\mu\nu} + \tfrac{1}{2}m_\omega^2\omega_\mu\omega^\mu \\
& -\tfrac{1}{4}A_{\mu\nu}A^{\mu\nu} + \tfrac{1}{2}\mu^2 A_\mu A^\mu
\end{aligned}
\tag{5.1.1}
$$

其中μ代表光子的有效质量，

$$
\mu^2 = \sum_{p,e}\frac{e^2\rho_s}{2m} \tag{5.1.2}
$$

目前，对致密物质的认识还很不完全，对参数的选取仍具有一定的任意性，于是，我们仍借鉴 Ref[7]中参数的取法，即取：$g_\sigma = 8.7818, g_2 = 27.9063$, $g_3 = -14.3989, g_\omega = 8.7116$。由于中子星的磁场具有很强的极性，我们取$A_\mu$为：

$$
A_\mu = (0, B_1x_2, B_2x_1, 0) \tag{5.1.3a}
$$

或者是：

$$A_{\mu}=(0,0,Bx_{1},0)。\tag{5.1.3b}$$

两种取我们都将用到。由于我们最终是为了求得经典的磁场，两种取法没有根本的差别，通过一个规范变换就可以互换。

从 Euler-Lagrange 等式出发，利用上面给出的拉氏量，我们得以推出关于核子、介子和光子的运动方程：

$$[\gamma_{\mu}(i\partial^{\mu}-e\tfrac{1+\tau_{0}}{2}A^{\mu}-g_{\omega}\omega^{\mu})-M_{N}+g_{\sigma}\sigma]\psi_{N}=0,\tag{5.1.4}$$

$$(\partial_{\mu}\partial^{\mu}+m_{\sigma}^{2}+g_{2}\sigma^{2}+g_{3}\sigma^{3})\sigma=-\sum_{N}g_{\sigma}\bar{\psi}_{N}\psi_{N},$$

$$\partial_{\mu}\omega^{\mu\nu}+m_{\omega}^{2}\omega^{\nu}=\sum_{N}g_{\omega}\bar{\psi}_{N}\gamma^{\nu}\psi_{N},$$

$$\partial_{\mu}A^{\mu\nu}+\mu^{2}A^{\nu}=e\sum_{p,e}\bar{\psi}\gamma^{\nu}\psi\ .$$

对任何核子系统，这一组含有协变微商的场方程都很难求解。在处理具体问题时都必须做一定的近似。在均匀的各向同性的核物质态中，假定所有的核子依次填满费米海，核物质中无反粒子，无空穴，且质子数和中子数相等，则介子场算符可以用它们的基态期待值代替。同时，由于均匀核物质中的空间不变性，对于矢量介子场，微分项为零，只有时间分量的基态平均值不为零：

$$\omega_{\mu}\rightarrow<\omega_{\mu}>=\omega_{0},$$

$$\sigma_{\mu}\rightarrow<\sigma_{\mu}>=\sigma_{0}。\tag{5.1.5}$$

我们把核子的矢量密度和标量密度表示为：

$$\rho_{s}(N)=<\bar{\psi}\psi>$$

和

$$\rho_{0}(N)=<\bar{\psi}\gamma_{0}\psi>。\tag{5.1.6}$$

于是，介子场的运动方程化为：

$$m_{\sigma}^{2}+g_{2}\sigma_{0}^{2}+g_{3}\sigma_{0}^{3}=-\sum_{N}g_{\sigma}\rho_{s}(N)$$

$$m_{\omega}^{2}\omega_{0}=\sum_{N}g_{\omega}\rho_{v}(N)\tag{5.1.7}$$

2. Dirac 方程的解和密度方程

Dirac 方程（5.1.4）的通解有如下形式：

$$\begin{cases}\psi(x) \propto e^{-iEt+i\mathrm{p}\cdot\mathrm{x}}\varphi_n(\mathrm{p}), \\ \psi(x) \propto \mathrm{e}^{-iEt+ip_y y+ip_z z}\varphi_p(p_y, p_z, x).\end{cases} \tag{5.2.1}$$

其中，$\varphi_n(\mathrm{p})$ 为中子的自由场解，接下来我们试求磁场下带电粒子的 Dirac 解。

设质子和电子存在能量为 E 的静止解：

$$\psi = e^{-iEt}\begin{pmatrix}\varphi \\ \chi\end{pmatrix},$$

则 Dirac 方程 $(i\gamma\cdot\partial - e\gamma\cdot A - m)\psi(x) = 0$ 分解为：

$$(E-m)\varphi = \sigma\cdot(\mathrm{p}-e\mathrm{A})\chi$$

$$(E+m)\chi = \sigma\cdot(\mathrm{p}-e\mathrm{A})\varphi \tag{5.2.2}$$

两式消去 χ 就得到关于 φ 的方程：

$$\begin{aligned}(E^2-m^2)\varphi &= [\sigma\cdot(\mathrm{p}-e\mathrm{A})]^2\varphi \\ &= [\mathrm{p}^2+e^2B^2x^2-eB(\sigma_z+2xp_y)]\varphi\ ,\end{aligned} \tag{5.2.3}$$

这正是一个谐振子的薛定谔方程。由于 p_y，p_z，σ_z 与等式右边对易，其解具有下面的形式：

$$\varphi(x) = e^{i(p_y y+p_z z)}f(x)\ , \tag{5.2.4}$$

这里，$f(x)$ 满足等式：

$$\begin{aligned}&[-\tfrac{d^2}{dx^2}+(eBx-p_y)^2-eB\sigma_z]f(x) \\ &= (E^2-m^2-p_z^2)f(x)\end{aligned} \tag{5.2.5}$$

假定 $eB>0$，并令：

$$\xi = \sqrt{eB}\,(x - \frac{p_y}{eB}) \tag{5.2.6}$$

$$a = \frac{E^2 - m^2 - p_z^2}{eB} \tag{5.2.7}$$

于是有：

$$(-\frac{d^2}{d\xi^2} + \xi^2 - \sigma_z) f = af \, . \tag{5.2.8}$$

如果 f 是 σ_z 的本征矢量，并且具有本征值 $S = \pm 1$：

$$f_s = \begin{pmatrix} f_1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad 当 \quad S=1;$$

$$f_s = \begin{pmatrix} 0 \\ f_{-1} \end{pmatrix} \quad 当 \quad S=-1. \tag{5.2.9}$$

于是有：

$$(\frac{d^2}{d\xi^2} - \xi^2) f_s(\xi) = -(a + s) f_s(\xi)\,。 \tag{5.2.10}$$

存在一个在无穷远趋于零的解，用 Hermite 多项式表示为：

$$f_s(\xi) = ce^{-\xi^2/2} H_n(\xi)\, . \tag{5.2.11}$$

其中，c 为常数，$a + s = 2n + 1$，n 为大于 -1 的整数。相应的本征能量满足：

$$E^2 = m^2 + p_z^2 + eB(2n + 1 - s)\,。 \tag{5.2.12}$$

在零温下，所有的粒子排在费米能以下，我们引入费米动量 k_f 和费米能量 ε_f。对于质子和中子有：

$$(k_{f,v,s}^p)^2 = (\varepsilon_f^p)^2 - (m^*)^2 - 2Bev\,; \tag{5.2.13a}$$

$$(k_{f,s}^n)^2 = (\varepsilon_f^n)^2 - (m^*)^2 . \tag{5.2.13b}$$

这里有，

$$s = \pm 1 ,$$

$$m^* = M_N + g_\sigma \sigma$$ ，为核子等效质量，

$$v = \frac{1}{2}(2n+1-s)$$，称为带电粒子的朗道能级。

需要指出的是，由于在这里波函数不再是自旋算符第三分量的本征值，向上向下只具有相对的意义。

由中子的运动方程，可得中子在核物质内的正负能解：

$$\psi^+(x,\lambda) = U(k,\lambda)e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}-i\varepsilon^{(+)}(k)t}$$

$$\psi^-(x,\lambda) = V(k,\lambda)e^{-i\vec{k}\cdot\vec{x}-i\varepsilon^{(-)}(k)t}$$

其中

$$\varepsilon^{(\pm)} = \pm\sqrt{\vec{k}^2 + M_N^{*2}} + g_\omega \omega_0 \quad 。$$

代入 Dirac 方程，显然有：

$$(\vec{\alpha}\cdot\vec{k} + \beta M_N^*)U(k,\lambda) = E^*(k)U(k,\lambda)$$

$$(\vec{\alpha}\cdot\vec{k} - \beta M_N^*)V(k,\lambda) = E^*(k)V(k,\lambda)$$

其中

$$E^*(k) = \sqrt{k^2 + M_N^{*2}} \quad 。$$

不考虑同位旋，将$\psi(x,\lambda)$与$\overline{\psi}(x,\lambda)$按动量展开：

$$\psi(x,\lambda) = \sum_{\lambda=1,2}\int\frac{d^3k}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}\sqrt{\frac{M_N^*}{E^*(k)}}\times$$

$$[A_{k\lambda}U(k,\lambda)e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}-i\varepsilon^{(+)}(k)t}$$

$$+ B_{k\lambda}^{\dagger}V(k,\lambda)e^{-i\vec{k}\cdot\vec{x}-i\varepsilon^{(-)}(k)t}]$$

$$\overline{\psi}(x,\lambda) = \sum_{\lambda=1,2}\int\frac{d^3k}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}\sqrt{\frac{M_N^*}{E^*(k)}}\times$$

$$[A^{\dagger}_{k\lambda}\overline{U}(k,\lambda)e^{-i\vec{k}\cdot\vec{x}+i\varepsilon^{(+)}(k)t}$$

$$+B_{k\lambda}\overline{V}(k,\lambda)e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}+i\varepsilon^{(-)}(k)t}]$$

其中：

$$\overline{U}(k,\alpha)U(k,\beta)=\delta_{\alpha\beta}\ ,$$

$$\bar{V}(k,\alpha)V(k,\beta)=-\delta_{\alpha\beta}\ ,$$

$$\bar{U}(k,\alpha)V(k,\beta)=0\ ,$$

$$\bar{V}(k,\alpha)U(k,\beta)=0\ ;$$

$$\bar{U}(k,\alpha)\gamma^0U(k,\beta)=\frac{E^*(k)}{M_N^*}\delta_{\alpha\beta}\ ,$$

$$\bar{V}(k,\alpha)\gamma^0V(k,\beta)=\frac{E^*(k)}{M_N^*}\delta_{\alpha\beta}\ 。$$

反对易关系为

$$\{A_{k\lambda},A^{\dagger}_{k',\lambda'}\}=\{B_{k\lambda},B^{\dagger}_{k',\lambda'}\}=\delta_{\lambda\lambda'}\delta^3(\vec{k},\vec{k}')\ ,$$

其余反对易关系均为零。

粒子数算符 $\hat{N}$ 为：

$$\hat{N}=\int d^3x\overline{\psi}(\vec{x},t)\gamma_0\psi(\vec{x},t)$$

$$=\sum_{\lambda=1,2}\int d^3k(A^+_{k\lambda}A_{k\lambda}+B_{k\lambda}B^+_{k\lambda})$$

$$=\sum_{\lambda=1,2}\int d^3k(A^+_{k\lambda}A_{k\lambda}-B^+_{k\lambda}B_{k\lambda})\ 。$$

对于核物质基态$|\ \rangle$：

$$A^{\dagger}_{k\lambda}A_{k\lambda}|\ \rangle=\begin{cases}0|\ \rangle & \text{当}\ |k|\geq k_F\\ 1|\ \rangle & \text{当}\ |k|\leq k_F\end{cases}\ ,$$

$$B^{\dagger}_{k\lambda}B_{k\lambda}|\ \rangle=0|\ \rangle\ 。$$

若考虑同位旋简并，核子数 N 为：

$$N = 4\int_0^{k_F} d^3k\ 。$$

核子数密度：

$$\rho_0^n = \frac{4}{(2\pi)^3}\int_0^{k_F} d^3k \qquad (5.2.14a)$$

同理可得标量密度：

$$\rho_s^n = \frac{4}{(2\pi)^3}\int_0^{k_F} d^3k \frac{M_N^*}{\sqrt{\bar{k}^2 + M_N^{*2}}}\ 。\qquad (5.2.14b)$$

对于，质子和电子，由于考虑了其与电磁场的作用，情况有些不同。

方程（5.2.8）是一变量为$\xi = \sqrt{eB}(x - p_y / eB)$的谐振子薛定谔方程，由于动量$p_y$没有出现在能量公式中，能级无穷度简并。在经典的框架下，这个方程描述了粒子的螺旋运动，它的 y，z 方向动量任意取，但轨道绕着固定的中心$x_0 = p_y / eB$（*）。如过将粒子放入一个大小为 LxLyLz 的盒子中，y，z 方向的运动被边界条件量子化，而态的数目为：

$$\Delta N = (\frac{Ly}{2\pi}\Delta p_y)(\frac{Lz}{2\pi}\Delta p_z)$$

把（*）代入，并对$0 < x_0 < Lx$求和，有：

$$\Delta N = \frac{Ly}{2\pi} eBLx \frac{Lz}{2\pi}\Delta p_z$$

$$= \frac{eB}{(2\pi)^2}\Delta p_z V$$

态密度 ：

$$dn = \frac{eB}{(2\pi)^2} dp_z \qquad (5.2.14)$$

与（5.2.14）是一样，并对k积分，最后，我们得到核子的标量密度和矢量密度为：

$$\rho_s^p = \frac{eBM_N^*}{(2\pi)^2}\sum_s\sum_\nu \ln\left|\frac{k_{f,\nu,s}^p + \varepsilon_f^p}{M_N^{*2} + 2eB\nu}\right|, \tag{5.2.15a}$$

$$\rho_s^n = \frac{M_N^*}{4\pi^2}\sum_s [k_{f,s}^n \varepsilon_f^n - M_N^{*2}\ln\frac{k_{f,s}^n + \varepsilon_f^n}{M_N^*}], \tag{5.2.15b}$$

$$\rho_0^p = \frac{eB}{(2\pi)^2}\sum_s\sum_\nu k_{f,\nu,s}^p \ , \tag{5.2.15c}$$

$$\rho_0^n = \frac{1}{6\pi^2}\sum_s (k_{f,s}^n)^3 \ 。 \tag{5.2.15d}$$

考虑到（5.2.13）式，其中对 ν 的求和直到使 $(k_f^p)^2$ 不为零止，并且对自旋向上 $(s=1)$ 求和从 $\nu=1$ 开始，对自旋向下 $(s=-1)$ 求和从 $\nu=0$ 开始。对电子而言，将满足和质子相同的方程，只是相应的量换成电子的参量即可。[34][35][36]

3.光子运动方程的平均场近似

对光子场运动方程，我们不能如（5.1.7）式 一开始就作平均场近似处理。如果直接就对场方程：

$$\partial_\mu A^{\mu\nu} + \mu^2 A^\nu = e\sum_{p,e}\bar{\psi}\gamma^\nu\psi \tag{5.3.1}$$

作与介子场类似的处理，并且取 $A_\mu = (0, B_1x_2, B_2x_1, 0)$，等式左边将为零，这是我们不希望的。把 A_μ 代入运动方程，其分解为：

$$\mu^2 B_1 = \partial_{x2}[e\sum_{p,e}\bar{\psi}\gamma^1\psi\ ], \tag{5.3.2a}$$

$$\mu^2 B_2 = \partial_{x1}[e\sum_{p,e}\bar{\psi}\gamma^2\psi\ ]。 \tag{5.3.2b}$$

Dirac 方程：

$$(\gamma\cdot\partial+m-ie\gamma\cdot A)\psi=0 \tag{5.3.3a}$$

$$\bar{\psi}(\gamma\cdot\partial-m+ie\gamma\cdot A)=0 \tag{5.3.3b}$$

对第一式左乘上$\bar{\psi}\gamma_1\gamma_2$，对第二式右乘上$\gamma_1\gamma_2\psi$，两式相减，消去微分项，我们有：

$$\mu^2 B=2e\sum_{p,e}\psi^+(\gamma_5 k_f-i\gamma_1\gamma_2+i\gamma_0\gamma_1\gamma_2)\psi \text{。} \tag{5.3.4}$$

最后再利用前面得到的 Dirac 解，以及光子的有效质量表达式：

$$\mu^2=\sum_{p,e}\frac{e^2\rho_s}{2m},$$

我们得到：

$$\sum_{p,e}\frac{\rho_s}{m}=\frac{1}{2\pi^2}\sum_{p,e}(k_f\varepsilon_f-m^2\ln\frac{k_f+\varepsilon_f}{m}). \tag{5.3.5}$$

其中，$\rho_s,m,k_f,\varepsilon_f$ 在求和时换成相应于质子和电子各自的物理量。我们已经对 S 和 V 求和，由于自旋向上和向下对磁场的贡献正好相反，求和过程中存在部分抵消。

4. 数值计算结果。

为了表示 β 平衡，我们定义质子和中子的化学势如下：

$$\mu_p=\varepsilon_f^p+g_\omega\omega_0, \tag{5.4.1a}$$

$$\mu_n=\varepsilon_f^n+g_\omega\omega_0 \text{。} \tag{5.4.1b}$$

它们通过（*）式与费米动量相联系。由于电子我们假定不与介子耦合，其化学势定义为：

$$\mu_e=\varepsilon_f^e \text{。} \tag{5.4.2}$$

于是β平衡，表示为：

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e \tag{5.4.3}$$

由于重子数守恒，而中子星整体重子数又无法确定，我们定义总体重子数密度为：

$$\rho_0 = \rho_0^n + \rho_0^p 。\tag{5.4.4}$$

此外，考虑到电中性，我们有：

$$\rho_0^e = \rho_0^p 。\tag{5.4.5}$$

这些守恒条件结合前面的介子运动方程和核子的矢量标量密度方程，我们可以建立完整的方程组[37][38][39]。由于采用了平均场近似，方程组中只含有一维的数，很容易进行方程组的数值求解。对于中子星内部的物质分布，我们并不很清楚，重子数密度具体分布更是无从得知。我们假定中子星从表面到内核，密度是逐渐递增，通过给定一组重子数密度，我们可以求得某一粒子或是磁场随密度的变化曲线。

最后我们得到的结果如图。图 5.1 是中子星内部质子分布图，图 5.2 图 5.3 显示了磁场随密度的变化。我们认为，中子星磁场正是由于带电粒子有规律的运动产生的，电荷密度越大，磁场越强。从图 5.1 看，往内部（重子数密度上升），质子所占比重在上升，磁场应该越强，这与图 5.2 和图 5.3 显示的结果一致。从图中我们还看到，在低密度区，磁场变化曲线很陡，在高密区磁场变化相对平稳，这与中子星内密度分布密切相关。在中子星内部密度变化缓慢，在中子星表面，有理论表明，中子星大气密度在几十厘米处降为零。从磁场的随密度分布图中，我们可以估计出中子星表面的磁场为10^{12}~$10^{14}G$，相应于重子数平均密度为$0.005fm^3$*；核心磁场强度为～$10^{18}G$，相应于重子数密度为$0.6fm^{-3}$，这与其他理论结果是一致的。[40]

* 如果以质子质量作粗略估计，$1fm^{-3}$相当于物质密度为$1.67\times10^{15}g/cm^3$。

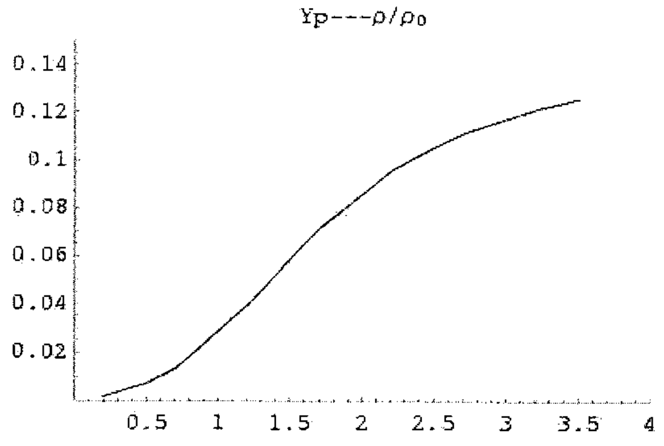


图 5.1 质子（电子）分布图

随中子星密度由外到内增加，质子电子数密度增加。

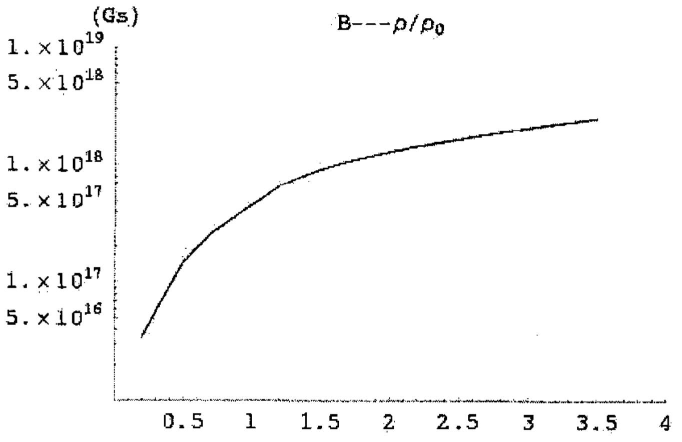


图 5.2 中子星磁场分布图

中子星内部磁场很强，高达 10^{18}G 量级。内部磁场变化缓慢，这与图 2.1 所示中子星密度分布一致。

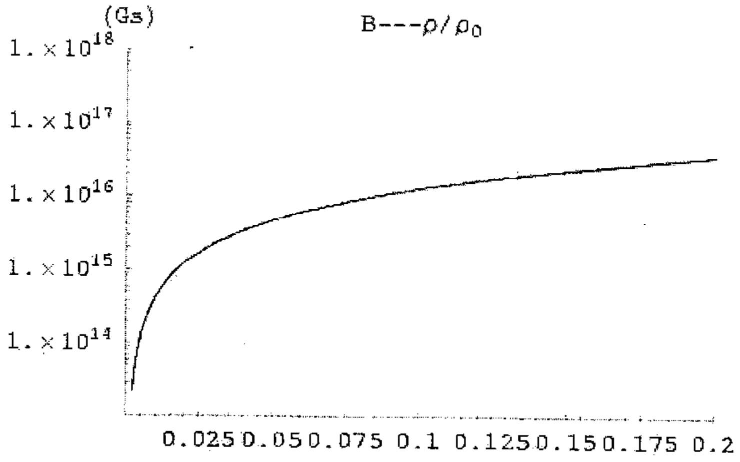


图 5.3 中子星表面磁场

在中子星表面，磁场迅速降低至 10^{14}G 以下。

第六章 总结

在本文中，我们介绍了中子星的一般结构性质，并简单介绍了近几十年发展起来的相对论平均场近似方法。另外，我们指出了光子通过电荷 $U(1)$ 定域规范对称性的自发破缺获得其有效质量。利用这些方法和结果，我们计算了中子星的磁场。研究显示，中子星的磁场非常高，内部可达到$\sim 10^{18}G$，表面也可达到$\sim 10^{14}G$。这与观测一致，因此强磁场下，必须考虑相对论效应。与中子星内部核密度分布相对应，磁场在中子星表面变化迅速，在核心部分变化缓慢。

另外我们看到，虽然相对论平均场方法是一种近似理论，但在处理高密核天体物质上，还是一种很有效的理论。

中子星的磁场存在是不能忽略的，同样，中子星的温度也不应当忽略，因此在以后的工作中，我们将考虑进有限温度。

新的理论进展期待新的天文发现。

参考文献

[1] S.L.Shapiro, S.A.Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars* (Wiley, New York,1983);

[2] J.R.Oppenheimer, G.M.Volkoff,Phys.Rev. **55**(1939)374;

[3] A.Hewsh, S.J.Bell, J.D.H.Pilkington,P.F.Scott,and R.A.Collins,Nature **217**(1968) 709;

[4] T.Gold, Nature 218(1968) 731;

[5] F.C.Michel, *Theory of Neutron Star: Magnetospheres*, The University of Chicago Press,Chicago,(1991);

[6] I.Fushiki, E.H.Gudmundsson, and C.J.Pethick, Astrophys.J.**341**(1989)958;

[7] G.Mao, A.Iwamoto and Z.Li, astro-ph/0109221;

[8] M.kutschera W.wjcik, Phys.Lett. **B223** (1989) 11;

[9] M.kutschera W.wjcik,Acta magnetica **8** (1997) 2;

[10] Bao-xi Sun, Xiao-Fu Lü, Peng-Nian Shen, En-Guang Zhao,Mod.Phys.Lett.**A18**(2003) 1485;

[11] U. Lombardo, H.J. Schulze, Lect.Notes Phys. **578** (2001) 30-53;

[12] Stairs, Lyne and Shemar, Nature,**406**(2000)484;

[13] Lyne, Urama, ApJ.**552** (2001)321;

[14] H.-Th. Janka, K. Kifonidis, M. Rampp, Lect.Notes Phys. **578** (2001) 333-363;

[15] R.Kippenhahn, A.Weigert, *Stellar Structure and Evolution*, Springer-Verlag,1990;

[16] Dmitri N. Voskresensky,Lect.Notes Phys. 578 (2001) 467-502;

[17] M. Malheiro, M. Fiolhais, A.R. Taurines, J.Phys. G29 (2003) 1045-1052;

[18] R. Manka, G.Przybyla, nucl-th/0007071;

[19] R.Turolla, S.Zane, J.J. Drake,Astrophys.J. 603 (2004) 265-282

[20] R. X. Xu, astro-ph/0310050; astro-ph/0211563; astro-ph/0211348;

[21] A. Ramos, J. S.Bielich, J.Wambach,Lect.Notes Phys. 578 (2001) 175-202

[22] G.E.Brown,V.Koch,M.Rho,Nucl.Phys.**A 535**(1991)701;

[23] H.Heiselberg,M.Hjorth-Jensen,Phys.Rep.**328**(2000)237;

[24] N.K.Glendenning,J.meng,M.Matsuzaki,S.Yamaji,Phys.Rev.**C62**(2000)061301;

[25] 李宗伟，肖兴华，天体物理学，北京：高等教育出版社，（2000）；

[26] S.L.Shapiro, S.A.Teukolsky, *The Physics of Compact Objects* (Wiley, New York,1983);

[27] Lewellyn,C.H.Smith,Phys.Lett.**B128**(1983)107;

[28] M.Wricson,A.W.Thomas,Phys.Lett.**B128**(1983)112;

[29] E.L.Berger,F.Coester,R.B.Wiringa,Phys.Rev.**D29**(1984)398;

[30] J.D.Walecka, Ann.Phys.(N.Y.)**83**(1974)491;

[31] S.A.Chin, J.D.Walecka,Phys.Lett.**B52**(1974)24;

[32] W.Pannert, P.Ring, J. Boguta,Phys.Rev.Lett.**59**(1987)2420;

[33] J.Boguta,A.R.Bodmer,Nucl.Phys.**A292**(1977)413;

[34] S.Chakrabarty, D.Bandyopadhyay, S.Pal, Phys.Rev.Lett **78**(1997)2898;

[35] G.Mao, V.N.Kondratyev, A.Iwamoto, et al., Chin.Phys.Lett. **20**(2003)1238;

[36] C.Itzykson and Jean-Bernard Zubver, *Quantum Field Theory*, New York:McGraw-hill international Book co.,(1980) 67;

[37] N.K.Glendenning, F.Weber, S.A.Moszkowski, Phys.Rev.**C45**(1992)844;

[38] N.K.Glendenning, Phys.Rev.**C64** (2001) 025801;

[39] N.K.Glendenning, *Compact Stars*, Springer, New York,(1997);

[40] Q.W.Wang,X.F.Lu, Commun. Theor. Phys. (Beijing, China) **43** (2005) 704.

声明

本人声明所呈交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。据我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得四川大学或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示谢意。

本学位论文成果是本人在四川大学读书期间在导师指导下取得的，论文成果归四川大学所有，特此声明。

致谢

首先，我衷心的感谢导师吕晓夫教授、吴小华教授研究生阶段和本科阶段对我学习的认真指导和生活的关心。在他们的教导下我认识到，从事理论科学研究，是一件非常严肃的事，它不会一蹴而就，经历了很多失败，才会有最后的成功；在这条路上，如果说有什么捷径的话，那就是不间断地深入讨论，虚心求教。两位导师对科学的热忱，以及乐此不彼的精神，都值得我学习，并将激励我以后的学习生活。

其次，我得感谢师姐陈含，她在研究初期给我提供了不少帮助。

另外，感谢王顺金教授和陈相松教授，在他们的授课和讲座中我受益匪浅。与同学张玉成，宋元军的讨论，我从中获益。

感谢国家，学校以及学院对我学习和生活的支持。

感谢我的父母。

中子星的磁场研究

作者：　　　　　　　王庆武
学位授予单位：　　　四川大学

参考文献(40条)

1. S L Shapiro. S A Teukolsky. Black Holes White Dwarfs and Neutron Stars 1983

2. J R Oppenheimer. G M Volkoff 查看详情 1939

3. A Hewsh. S J Bell. J D H Pilkington. P F Scott, R A Collins 查看详情 1968

4. T Gold 查看详情 1968

5. F C Michel Theory of Neutron Star: Magnetospheres 1991

6. I Fushiki. E H Gudmundsson. C J Pethick 查看详情 1989

7. G Mao. A Iwamoto. Z Li astro-ph/0109221

8. M kutschera. W wjcik 查看详情 1989

9. M kutschera. W wjcik 查看详情 1997

10. Bao-xi Sun. Xiao-Fu Lü. Peng-Nian Shen. En-Guang Zhao 查看详情 2003

11. U Lombardo. H J Schulze 查看详情 2001

12. Stairs. Lyne. Shemar 查看详情 2000

13. Lyne. Urama 查看详情 2001

14. H -Th Janka. K Kifonidis. M Rampp 查看详情 2001

15. R Kippenhahn. A Weigert Stellar Structure and Evolution 1990

16. Dmitri N Voskresensky 查看详情 2001

17. M Malheiro. M Fiolhais. A R Taurines 查看详情 2003

18. R Manka. G Przybyla nucl-th/0007071

19. R Turolla. S Zane. J J Drake 查看详情 2004

20. R X Xu astro-ph/0310050 astro-ph/0211563 astro-ph/0211348

21. A Ramos. J S Bielich. J Wambach 查看详情 2001

22. G E Brown. V Koch. M Rho 查看详情 1991

23. H Heiselberg. M Hj orth-Jensen 查看详情 2000

24. N K Glendenning. J meng. M Matsuzaki. S Yamaji 查看详情 2000

25. 李宗伟. 肖兴华 天体物理学 2000

26. S L Shapiro. S A Teukolsky The Physics of Compact Objects 1983

27. Lewellyn. C H Smith 查看详情 1983

28. M Wricson. A W Thomas 查看详情 1983

29. E L Berger. F Coester. R B Wiringa 查看详情 1984

30. J D Walecka 查看详情 1974

31. S A Chin. J D Walecka 查看详情 1974

32. W Pannert. P Ring. J Boguta 查看详情 1987

33. J Boguta. A R Bodmer 查看详情 1977

34. S Chakrabarty. D Bandyopadhyay. S Pal 查看详情 1997

35. G Mao. V N Kondratyev. A Iwamoto 查看详情 2003

36. C Itzykson. Jean-Bernard Zubver Quantum Field Theory 1980

37. N K Glendenning. F Weber. S A Moszkowski 查看详情 1992

38. N K Glendenning 查看详情 2001

39. N K Glendenning Compact Stars 1997

40. WANG Qing-Wu. U Xiao-Fu Neutron Star Magnetic Field as for Nonzero Photon Mass[期刊论文]-理论物理通讯（英文版） 2005(4)

相似文献(10条)

1. 期刊论文 陈蕊. 李向东 反常X射线脉冲星的研究进展 -天文学进展2002, 20(1)

反常X射线脉冲星(Anomalous X-ray Pulsars, 简称AXP)是一类特殊的X射线源. 与X射线脉冲星(通常处于大质量X射线双星系统中)相比, 它们具有以下特征:X射线谱较软、光度低而稳定(≈1027～1029J@s-1)、自转周期集中在10s左右且稳定增长、迄今没有找到它们的光学、红外、射电的对应体、有一些可能与超新星遗迹成协等. 由观测到的自转周期变化可以确定它们的自转能损不足以提供其X射线辐射. 解释AXP能源机制的理论模型目前主要有两大类:在吸积模型中, AXP被认为是具有正常磁场强度(≈108T)的中子星, 物质吸积提供X射线辐射的能源, 并造成中子星的自转变化;另一种观点认为AXP是具有超强磁场(≈101o～1011T)的中子星(即磁星), 其辐射能源来自它们巨大的磁场能或残余的热能, 观测到的自转周期及其变化被归因于中子星的磁偶极辐射和物质抛射. 两种模型各有优缺点, 但目前看来观测事实对磁星模型较为有利. 为了进一步明确AXP的性质, 提供解释它们能源机制的线索, 在介绍AXP的基本观测特征和理论解释的基础上, 还将AXP与射电脉冲星、特强磁场射电脉冲星、射电宁静脉冲星候选体及软γ射线复现源分别进行了比较.

2. 学位论文 白华 高速中子星及中子星的超强磁场研究 2006

中子星是天文学的重要研究对象之一。中子星集四大基本相互作用于一身，为人们提供了非常极端的天文实验室。在中子星物理中，中子星的自转减慢机制、高的自行速度的来源、超强磁场的起源是当代天体物理学和理论物理学共同关心的热门而又棘手的理论研究课题。本文从中子星内部物理出发，对1S0超流中子的回旋中微子辐射制动模型和Kick问题进行了再研究，利用各相异性的3P2超流中子在凝聚时自旋可能同向排列而呈现宏观磁矩来解释中子星超高磁场的起源。此外，我们对超新星爆发机制的新判据作了粗略的探讨。本文结合Crab脉冲星的周期和周期变率的观测数据研究了超流涡旋量子数随时间变化，以及该模型所预言的P—P图与长周期脉冲星的观测数据的比较。对高速脉冲星的超流中子的回旋中微子辐射Kick模型，结合已经观测到的脉冲星速度探讨了这种模型对参数的要求。3P2超流中子存在着磁矩，在中子星的冷却过程中，内部正常中子向超流中子的相变过程可能导致磁矩同向排列，从而使中子星达到较高的磁场，计算了中子星的不同中心密度下得到的诱导磁场。研究发现：

(1)超流中子回旋中微子辐射的自转减慢机制对低磁场年轻脉冲星或者长周期脉冲星的制动可能有较明显的效果。

(2)由中微子带走角动量使中子星获得反冲速度的Kick机制在一定的参数范围内可以解释速度较高的脉冲星的kick现象。

(3)3P2超流中子的总磁矩可能使中子星的磁场达到1015G。

(4)超新星爆发的新判据在初步研究中来看似乎是可行的。

3. 学位论文 戴海浪 中子星磁场和吸积物质的相互作用 2007

吸积提供能源的重要性通过对双星系统特别是X—射线双星系统的研究第一次得到了广泛的认可。目前关于吸积的理解已经取得了很大的进步。另一方面，磁场在中子星的形成和演化中也起着非常重要的作用。因此，本篇论文主要讨论中子星的磁场同吸积物质之间的相互作用。

第一章我们主要介绍X—射线双星的观测特征及其分类。X—射线双星通常可以分为两类：大质量X—射线双星和小质量X—射线双星。这里我们详细介绍了以中子星为吸积星的X—射线双星系统。

第二章我们主要从两个方面简单介绍中子星的磁场同吸积物质之间的相互作用：1)吸积盘提供的吸积物质同中子星磁场的相互作用；2)星风提供的吸积物质同中子星磁场的相互作用。

第三章主要介绍我们的一个工作：强磁场中子星的吸积磁矩。盘吸积到强磁场中子星上的传统图象受到了两个方面的挑战：一方面来自观测上发现的几个X—射线脉冲星的自转周期发生的变化；另一方面来自由吸积盘—强磁场中子星相互作用的数值模拟得到的理论结果。这暗示了一方面在螺旋桨相也可能会发生吸积，另一方面自转减慢的磁矩会随着吸积率的增加而增加。这里，我们假设即便对旋转非常快的中子星吸积仍然继续，在这个假设下，我们提出了一个通过盘作用在强磁场中子星上磁矩的模型。这个吸积力矩同传统的模型相比具有一些不同的特征，但同观测和数值计算的结果吻合得很好。我们也讨论了在X—射线脉冲星的自转演化上可能存在的应用。

第四章主要介绍我们的另一个工作：星风提供吸积物质的X—射线脉冲星中自转周期和轨道周期之间的关系。根据大质量X—射线双星前主序阶段中子星自转周期星族合成的计算，我们研究了大质量X—射线双星中星风提供吸积物质的X—射线脉冲星中的自转周期同轨道周期之间的关系。当贡献星开始脱离主序阶段时，绝大多数的中子星要么处于稳定吸积阶段，要么仍停留在射电脉冲相。对于前一种情况，自转周期可以被减速到～102-103 s，具体值依赖于轨道周期。我们主要讨论在Be/X—射线双星中自转周期同轨道周期之间关系的可能起源，以及在大质量X—射线双星中可能存在主序阶段的贡献星。我们同时也研究了大质量X—射线双星系统中中子星的磁轴和自转轴之间夹角的演化，这暗示了磁轴和自转轴在它们长期的演化中趋向一致。

第五章主要介绍小质量X—射线双星—毫秒射电脉冲星诞生率问题。我们通过半分析和数值计算的方法计算了小质量X—射线双星和毫秒射电脉冲星的形成和演化，从而对银河系里存在的小质量X—射线双星—毫秒射电脉冲星诞生率问题提出修正。目前绝大多数人认为绝大部分小质量X—射线双星是从中等质量X—射线双星演化而来的。在这篇工作中，我们认为中等质量X—射线双星是毫秒射电脉冲星前身星的主体并考虑它们相对于恒星形成率的演化。我们的计算结果表明，当小质量X—射线双星的寿命取典型值时(～1 Gyr)，小质量X—射线双星和毫秒射电脉冲星的恒星形成率是相当的，但是小质量X—射线双星的数目比银河系里观测到的要高一个量级。我们认为，如果毫秒射电脉冲星是从宁静态的小质量X—射线双星演化而来，那么就不存在诞生率问题。此时，在银河系里小质量X—射线双星的数目大约为～104颗。

第六章是对我们前面工作的总结以及今后工作的简单展望。

4. 期刊论文 刘学文. 康缈. 俞云伟. 周霞. 郑小平. LIU Xue-wen. KANG Miao. YU Yun-wei. ZHOU Xia. ZHENG Xiao-ping 弱磁场及甚强磁场下奇异夸克物质Urca过程的中微子能量损失率 -天文学报2006, 47(3)

研究了磁场对奇异星模型中夸克直接Urca过程的中微子能量损失率的影响, 首先改进了弱场条件下的近似计算方法, 这一方法可以推广到其他弱作用过程. 在甚强磁场下, 严格地计算Urca过程的中微子能量损失率, 结果显示辐射率强烈地依赖于磁场, 与磁场的二次方成正比, 更重要的是对温度的依赖关系不同于弱场及没有磁场时的情形.

5. 学位论文 马军 中子星的自发磁化与强磁场的产生 1996

该文提出了产生电子星强磁场的一种可能机制. 由于电子之间的磁矩相互作用, 在低温下, 中子气可能出现如同金属铁磁性的自发磁化. 首先对于假设核子

是不可压缩的处于密堆积态的中子星模型,讨论了其外层中子气的自发磁化,计算出其表面可能因此而产生10<’13>G 的强磁场.以此为基础,对比较实际的中子星模型进行了分析,得到的结论是,处于非相对论性简并的中子、质子及重元素核,并不发生自发磁化.然而中子星中存在着致密的相对论性简并电子气体,电子磁矩为中子的963倍,因而电子之间的磁相互作用要比中子之间强列许多.作者将中子星的致密电子气看作是具有局部晶格点阵结构的液体,仍然以点阵自发磁化的伊辛模型作为其是否发生自发磁化的判据,所得到的结论是,在中子星外层0.3km以内,电子气的自发磁化可能发生.同时,作者设想这种致密电子气晶格并不足有晶体晶格点阵那样的整体性,而是处于不断的破坏与建立之中,因此而引进了一个电子自发磁化的效率因子λ.计算表明,如果λ具有10<’-4> 数量级大小,自发磁化的电子就足以在其表面产生3×10<’12>G强度的磁场.

6.学位论文 岳鹏 极端环境下中子星物质性质的研究 2009

天文观测资料显示，射电脉冲星即旋转的中子星表面可能存在强磁场，估计其内部的磁场可能会更强。研究强磁场环境下的中子星物质的性质有利于我们更好的了解中子星的内部结构，旋转周期和最大质量等。超新星爆发过程中产生的中子星温度极高，研究有限温状态下的中子星物质的性质有利于我们了解超新星的爆发和中子星的冷却机制。另一方面中子星的内部密度极高，可能存在超子物质、玻色子凝聚和夸克物质等。本论文将围绕极端环境下中子星物质的性质展开若干研究，包括强磁场环境下中子星物质性质的研究、中子星物质中反K介子凝聚及超子物质的研究，有限温状态下中子星物质中反K介子凝聚的研究。

第一、采用夸克介子耦合(QMC)模型研究强磁场对中子星物质的性质的影响。QMC模型是将核物质中的核子看成许多稳定的不重叠的MIT口袋，在平均场近似下，袋中的夸克之间的相互作用通过自洽地交换标量和矢量介子来实现。与相对论平均场(RMF)理论相比，QMC模型明显地考虑了夸克自由度。结果表明，强磁场改变了中子星物质的组成和状态方程。QMC模型得到的结果与RMF理论的结果相比，两种模型的计算结果存在着一定的差别，但两种模型计算得到的磁场对中子星物质的组成和状态方程的影响的趋势是非常相似的。

第二、采用QMC模型研究强磁场对中子星物质中反K介子凝聚的影响。由于中子星核心区域密度极高，可能存在反K介子凝聚相。采用QMC模型研究反K介子凝聚时，K介子也用MIT口袋模型来描述。结果表明，强磁场改变了反K介子凝聚出现的临界密度，状态方程被反K介子凝聚软化的程度随磁场的增强逐渐变得不明显。与RMF理论的结果相比，两者在量上存在一定差别。

第三，采用相对论平均场(RMF)理论研究强磁场对中子星物质中可能存在的超子物质相的影响。RMF理论是研究核物质和有限核非常成功的理论。我们采用了由新的超子实验数据得到的超子势来确定介子、超子耦合常数，并考虑了两个奇异超子σ*和φ的贡献。结果表明，在磁场强度B>5×1018G时，磁场的影响才明显。磁场明显改变了超子出现的临界密度，状态方程因超子的出现而被软化的程度随着磁场的增强逐渐变得不明显。

第四，超新星的爆发过程引起了很多物理学家和天文学家的关注。超新星爆发产生的质子-中子星温度极高，通过释放大量中微子带走能量，热的质子-中子星逐渐冷却。通常我们研究的中子星是已冷却并达到平衡的冷中子星。我们采用RMF理论来研究有限温状态下中子星物质中反K介子凝聚的性质。结果表明，目前的温度对反K凝聚出现的临界密度并没有明显的影响。有温度时的状态方程比零温时变硬了。而当反K介子凝聚出现时，状态方程明显又被软化。

7.期刊论文 陈次星.张家铝 Saa有挠引力模型下慢旋转磁中子星的电磁场 -天文学报2004,45(2)

导出在Saa有挠引力模型下慢旋转磁中子星电磁场所满足的方程,并研究其外部解,得出如下结论:其一,选规范A0=0,电磁场存在某种形式的特解;其二,选规范A0≠0,电磁场根本不存在此特解.故可通过观测中子星外部电磁场的形式判断挠率是否存在.

8.学位论文 文德华 强磁场转动中子星结构和性质的计算与研究 2006

中子星的强磁场将影响到星体物质的组成、相互作用以及其物态方程；中子星的高速自转将影响到星体的结构和形状。要充分认识中子星的结构和整体性质，在理论研究中应考虑到磁场和自转这两个重要因素。本文正是基于以上考虑，对均匀强磁场转动中子星的结构和性质进行了计算和分析。

第一章简要介绍研究中子星的意义、中子星理论研究现状以及中子星(脉冲星)的一些观测事实。

第二章重点研究强磁场转动中子星的结构和性质：先介绍转动中子星的结构方程；然后给出中子星几个性质参量的定义和计算方法；接下来再给出具有均匀强磁场的中子星物质物态方程；最后是对强磁场转动中子星的结构和性质的数值计算和分析讨论。计算结果表明：磁场因素和自转因素对中子星的结构、性质等都具有十分明显的影响。

第三章根据广义相对论下的电磁场理论，试探性地计算了静态中子星星体外部磁场的分布规律。

9.学位论文 袁业飞 强磁场中的辐射理论和中子星的结构 1998

中子星独特的物理条件已使它成为现代物理及天文学研究的焦点.该论文主要研究强磁场中中子星的有关理论和表现.具体包括:强磁场中Synchro-Curvature辐射的量子理论;内部强磁场对中子星状态方程和结构的影响;内部强磁场对中子星热演化的影响以及磁化、旋转有壳奇异星的冷却过程.对中子星的研究目前主要集中在脉冲星的辐射理论、中子星的内部结构、中子星的热演化以及奇异星物理、混杂星物理等方面.在第一章中,作者分别对它们作了简要的评述;在第二章中,他们应用Lieu和Axford发展的推广的等效光子场方法,建立了Synchro-Curvature辐射新机制的量子化理论,使之推广到超强磁场及带电粒子有自旋的情况,并给出了在弯曲磁场中各种带电粒子在不考虑其自旋(Klein-Gordon粒子)和考虑其自旋(Dirac粒子)的Synchro-Curvature量子辐射谱.最后,他们还讨论了它们与经典谱的差异及偏振特性;在第三章中,他们应用两种非线性的σ-ω模型,即BB模型和ZM模型,讨论了内部强磁场对不对称核物质以及中子星整体性质的影响;在第四章中,他们考虑了在中子星核区强磁场对修正URCA过程的影响;在第五章中,他们研究了解禁加热对奇异星热演化的影响.

10.期刊论文 刘晶晶.罗志全.刘宏林.赖祥军.LIU Jing-jing.LUO Zhi-quan.LIU Hong-ling.LAI Xiang-jun 强磁场下中子星外壳层的电子俘获 -云南大学学报(自然科学版)2007,29(3)

以核素56Co和59Fe为例,讨论了强磁场中子星外壳层电子俘获.结果表明,绝大部分中子星表面的磁场范围104～109 T,磁场对电子俘获率的影响很小.对于一些磁场范围为109～1014 T的超磁星,磁场可使电子俘获率大大降低,甚至可以降低3个量级.

本文链接：http://d.g.wanfangdata.com.cn/Thesis_Y775933.aspx
授权使用：天津工业大学(tjsg06)，授权号：9665a830-7e66-4250-9bd4-9e5301555594
下载时间：2010年12月21日